

ФІЗИЧНІ ЯВИЩА ПРИ РОБОТІ КАТОДА ДУГОВОГО РОЗРЯДУ В ПАРАХ ЦЕЗІЮ

Н. Д. Моргуліс, П. М. Марчук

Проведено експериментальне дослідження процесів, що визначають високу емісійну активність термокатода дугового розряду в парах цезію при підвищеному тиску, коли густина емісії при безперервному режимі може досягти десятків a/cm^2 [2, 4]. Згідно з рівняннями балансу енергії і густини адсорбованих на поверхні катода атомів цезію, проведено розділення загального струму катода на іонну і електронну компоненти, з'ясовано деякі важливі особливості, що характеризують основну — термоелектронну — частину катодного струму і, нарешті, з'ясовано відносний вплив випаровування і розпилення активної плівки цезію на катоді на встановлення в ній динамічної рівноваги. Коротко розглянуто питання про розподіл енергії в різних частинах подібного дугового розряду.

1. Численні дослідження, проведені в минулому, дали цікаві і важливі наслідки, які стосуються адсорбційних та електронних властивостей металів, що знаходяться в атмосфері парів різних елементів, в першу чергу активного електропозитивного цезію [1]. Цими дослідженнями були закладені основи сучасного вчення про адсорбцію і про електронні властивості металів, покритих моноатомними плівками. Дослідження були виконані в умовах, коли атмосфера цих парів мала низький тиск, що давало змогу усунути всі ускладнення, пов'язані з рухом електронів і іонів в об'ємі. Тимчасом, як було показано у нас ще у 1940 р. [2], перехід до підвищених тисків має велике значення, бо дуговий розряд при цьому набуває нових цікавих властивостей. Наприклад, при тиску парів цезію $p \approx 0,1 - 1,0$ мм розряд може мати не тільки низьковольтний характер [3], але, що найбільш цікаво [2, 4], за цих умов на катоді можна одержати стаціонарну термоелектронну емісію з густиною j_e , яка досягає багатьох десятків і навіть сотні a/cm^2 . При такій густині на катоді відбуватиметься великий комплекс елементарних процесів, пов'язаних з встановленням температурного режиму катода і динамічної рівноваги адсорбованих на його поверхні атомів цезію. Останні, кінець кінцем, і визначатимуть емісійну здатність катода.

Слід підкреслити, що питання про температурний режим (енергетичний баланс) [5] і електронну емісію звичайних термокатодів дугового розряду [6] вже розглядалися в минулому. В той же час проблема поведінки активних адсорбованих плівок при дуговому розряді в їх власних парах здається зовсім новою. Це і стимулювало дослідження, виконані нами у 1949 — 1950 рр. і результати яких є предметом даної статті. Трохи пізніше з'явилась робота [7], присвячена цьому ж питанню, але вона не додала нічого істотно нового. Перехід до підвищених тисків викликає інтерес і щодо можливості використання подібного дугового розряду в парах це-

* В нашому повідомленні [4], на стор. 136, допущена друкарська помилка: температура балона лампи була не 200° , як там вказано, а 250° C.

зію як ефективного низьковольтного випрямляча змінного струму і як тиратрона [4, 8].

Можливість одержання великої густини термоемісії була в свій час пояснена [2, 4] наявністю на поверхні металевго катода динамічної плівки цезію, яка різко знижує роботу виходу електрона і, отже, різко підвищує його електронноемісійну здатність j_e . Внаслідок підвищення пружності парів цезію подібна активна плівка може зберігатися на катоді і при підвищенні його температури T до досить високого значення, що і зумовлює можливість одержання великих значень j_e . З другого боку, наявність в об'ємі парів цезію, які мають найнижчий потенціал іонізації ($V_i = 3,88$ в), дає можливість одержати низьковольтний дуговий розряд з найменшим при всіх інших однакових умовах потенціалом горіння V_d [3].

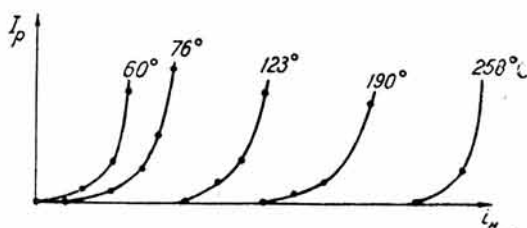


рис. 1.

Справедливість цих висновків може бути доведена таким простим за ідеєю дослідом. Помістимо вакуумну діодну лапму з вольфрамовою ниткою, циліндричним анодом із захисними кільцями і краплею металевго цезію всередині в термостат і будемо нагрівати її до різних температур T_0 . Цим ми створимо в лампі необхідну пружність парів цезію— p . При кожному значенні p температура вольфрамової нитки T або її струм розжарювання i_n поступово буде підвищуватись, доки при від'ємному потенціалі анода не появиться іонний струм I_p . Останнє, як відомо, свідчить про початок термічної іонізації парів цезію, тобто про оголення вольфрамової нитки внаслідок зміщення адсорбційної рівноваги в бік малих значень ступеня покриття θ . Результати цього досліду для $T_0 = 60-258^\circ\text{C}$ ($p = 4 \cdot 10^{-5} - 0,6$ мм) представлені на рис. 1. З рис. 1 видно, що при підвищенні p область стійкого іонування плівки цезію з оптимальним ступенем покриття θ зміщується в бік більш високих температур, тобто більш високих густин термоемісії. При додатному потенціалі анода подібні досліди виконати не можна, тому що при $T_0 = 150^\circ$ виникає газовий розряд.

2. Великий інтерес викликає комплекс багатьох фізичних процесів, що відбуваються при роботі катода цезійового дугового розряду, густина емісії якого може в сотні раз перевищувати величину, наприклад, для звичайного оксидного катода при безперервному дуговому розряді в парах ртуті або інертного газу ($j_e \approx 0,3-0,5$ а/см²) [6]. В зв'язку з цим і було проведене наше дослідження, мета якого полягала в тому, щоб з'ясувати характерні особливості роботи катодів, як сучасних, так і майбутніх, які працюватимуть в умовах дугового розряду з великою густиною електронної емісії [9]. Таким чином, наша робота набирає в певній мірі загального характеру.

Ставлячи питання про природу емісії цезійового дугового катода, необхідно перш за все відзначити, що в загальному випадку вона зовсім не виявляється чисто термоелектронною (I_e), а має ще іонну (I_i) та в невеликій мірі вторинно електронну (I_s) складові; проте з достатнім наближенням (див. нижче) можна вважати, що $I = (I_e + I_p)$. Для розв'язання поставленої задачі (див. нижче) першорядне значення має визначення саме

іонної $\alpha = \frac{I_p}{I}$ та електронної $(1 - \alpha) = \frac{I_e}{I}$ складових, які взаємозв'язані між собою. Дійсно, термоелектронна складова I_e визначається фактичною температурою катода T та роботою виходу ϕ , яка залежить від ступеня покриття металу цезієм θ і напруженості електричного поля біля поверхні катода E_k

$$I_e = S_k D \bar{A}_0 T^2 \exp \left[- \frac{e\phi(\theta, E_k)}{kT} \right]. \quad (1)$$

З другого боку, іонна складова I_p , яка зумовлюється режимом розряду, тобто умовами іонізації, у великій мірі впливає на величини T , θ та E_k . Цей взаємозв'язок комплексу явищ на катоді може бути виражений у вигляді двох основних рівнянь: а) балансу густини атомів цезію $n = \theta n_1$, адсорбованих на поверхні катода, і б) балансу енергії на катоді. Задача в даному випадку формулюється так.

а. При роботі катода в адсорбованій на ньому плівці цезію встановлюється динамічна рівновага, умова якої може бути записана таким чином:

$$\frac{kp(1 - \epsilon)}{\sqrt{2\pi M k T_0}} = \frac{\theta n_1}{\tau} + \frac{\alpha I}{e s_k} \epsilon \mu, \quad (2)$$

де k — коефіцієнт конденсації; τ — час життя атома цезію в адсорбованому стані, який залежить від T і θ [1]; $\mu = f(V_p, V_0)$ — коефіцієнт розпилення, V_p — енергія іона при ударі об катод, V_0 — поріг розпилення.

Член зліва визначає швидкість конденсації атомів цезію, перший член справа — швидкість термічного випаровування [1], другий — катодного розпилення [10].

Величини k , τ , μ , α необхідно знайти.

б. В процесі роботи катода його температура T набуває певного рівноважного значення, що відповідає умові, яка може бути записана в такому вигляді [5] (нехтуючи нагріванням гарячими парами і випромінюванням):

$$W_n + \alpha I [\beta V_p + (V_i - \phi)] = (1 - \alpha) I (\phi + v_0) + W_n, \quad (3)$$

де W_n — потужність, що одержується від підігрівника; β — узагальнений коефіцієнт акомодатії, який враховує зміну кінетичної енергії налітаючої частинки не тільки під впливом безпосереднього удару об поверхню, але і внаслідок зміни енергії взаємодії, яка пов'язана з перетворенням іона в нейтральний атом; $V_n = (V_i - \phi)$ — енергія нейтралізації іона, враховувати яку в (3) необхідно лише у випадку безвипромінювальних переходів; $v_0 = \frac{2kT}{e}$; W_n — потужність, яку катод втрачає шляхом випромінювання

і теплопровідності через катодні вводи і пари цезію. Тут член зліва визначає енергію, яка виділяється на катоді, член справа — енергію, яка вбирається ним. Величини β , V_n , W_n , ϕ необхідно встановити.

Розв'язання рівнянь (2) і (3) з визначенням всіх параметрів і допоможе з'ясувати особливості поведінки катода. При цьому слід вказати, що ми будемо розглядати два істотно різні режими роботи катода: а) „вільний“, при якому емісія катода обмежена об'ємним зарядом біля його поверхні

(співвідношення компонентів струму: $\frac{I_e}{I_p} = \sqrt{\frac{M}{m}} = 490$) і б) „змушений“,

при якому біля поверхні катода існує деяке відмінне від нуля додатне електричне поле напруженості E_k , а емісія катода визначається насиченням — $I_e = f(T, \theta, E_k)$. Далі покажемо, що в нашому випадку мають місце обидва режими.

Деякі параметри, які входять у (2) і (3), були в різний час визначені нами в інших роботах, а саме:

1) Була розроблена методика визначення деяких адсорбційних параметрів металів у парах лужних елементів при дуговому розряді в умовах підвищених тисків [11], коли звичайна класична методика [1] вже була не придатна. За допомогою цієї методики можна визначити:

а) оптимальну електронну емісію I_{em} та відповідну їй температуру катода T_m при різних пружностях парів p , тобто в умовах, коли густина активної адсорбованої плівки близька до оптимальної θ_m ; знаючи I_{em} і T_m ,

з графіка залежності $\ln \frac{I_{em}}{T_m^2} = f\left(\frac{1}{T_m}\right)$ визначаємо оптимальні значення по-

стійних $A = \overline{DA}_0$ і φ_m . Звідси також випливає, що при підвищенні температури від 100 до 260° можна чекати дуже великого зростання емісії I_{em} ;

б) середній час життя атома в адсорбованому стані на поверхні для плівки тієї ж оптимальної густини θ_m при різних значеннях p , тобто при різних величинах T_m . Оскільки

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{Q}{kT}\right), \quad (4)$$

то з графіка $\ln \tau_m = f\left(\frac{1}{T_m}\right)$ можна визначити теплоту адсорбції атома Q_m в цій плівці. Таким шляхом і були встановлені [11] оптимальні значення I_e , T , A , φ , τ і Q .

2) Для визначення коефіцієнта конденсації k атомів і молекул на поверхні ми скористувалися двома методиками: методикою „мічених“ атомів [12] і методикою „спалаху“ [13]. Остання дозволила оцінити, зокрема, значення k для адсорбованих на металі атомів цезію (див. [1]).

3) З успіхом була використана методика „мічених“ атомів для встановлення закономірностей катодного розпилення металів в припороговій області: залежність $\mu = f(V_p)$ та величина порога розпилення V_0 [14]. Звідси можна одержати корисні відомості про зазначені величини і для нашого випадку розпилення плівки адсорбованих атомів цезію.

В зв'язку з тим, що визначенням цих параметрів, як видно з (2) і (3), питання ще далеко не вичерпане, нами було проведене широке експериментальне дослідження. При цьому в першу чергу малося на увазі розділення загального розрядного струму на катоді на його складові і з'ясування особливостей найбільш цікавої для нас електронної складової, а також з'ясування ролі різних факторів, які можуть істотно впливати на динамічну рівновагу адсорбованої плівки цезію на катоді. З цією метою була розроблена відповідна методика і конструкція необхідної для проведення експерименту лампи, схема якої представлена на рис. 2.

В балоні з молібденового скла знаходилась система електродів (виготовлених з молібдену), яка складалась з катода 9, анода 3 та зонда 5. Катод являв собою диск з товстої (0,3 мм) молібденової жерсті, яка має порівняно високу питому теплопровідність. Діаметр диска дорівнював 10,5 мм, його лицева сторона була відполірована. Диск був щільно оправлений керамічним кільцем 7, до якого примикав скляний ковпак 10. Все це робилось для того, щоб не допустити проникнення розряду в нижню частину лампи, де знаходились підвідні електроди. Катод підігрівався кільцевою вольфрамовою спіраллю 8, яка знаходилась всередині металевого екрана. Останній становив з катодом одне ціле. Підвід до спіралі вміщувався у керамічну трубку 12. Для визначення фактичної температури катода до його центра була приварена вольфрам-нікельова термомпара 11. Вона спеціально градуювалась з використанням подібної системи підводів за температурами плавлення цілого ряду металів і солей. На відстані 30 мм

від катода знаходиться молибденовий анод — диск діаметром 32 мм з бортиком шириною 12 мм. Зонд був виготовлений з молибденового дроту діаметром 0,1 мм з відкритою довжиною 1 мм; його підвід закривався кварцовою трубкою 4. Зонд міг переміщуватись в міжелектродному просторі за допомогою полозків 2; його вивід робився через окрему ніжку з запобіжним кільцем 1. Перед монтажем вся металічна арматура лампи ретельно очищалась і обезгажувалась у вакуумі; після монтажу лампа

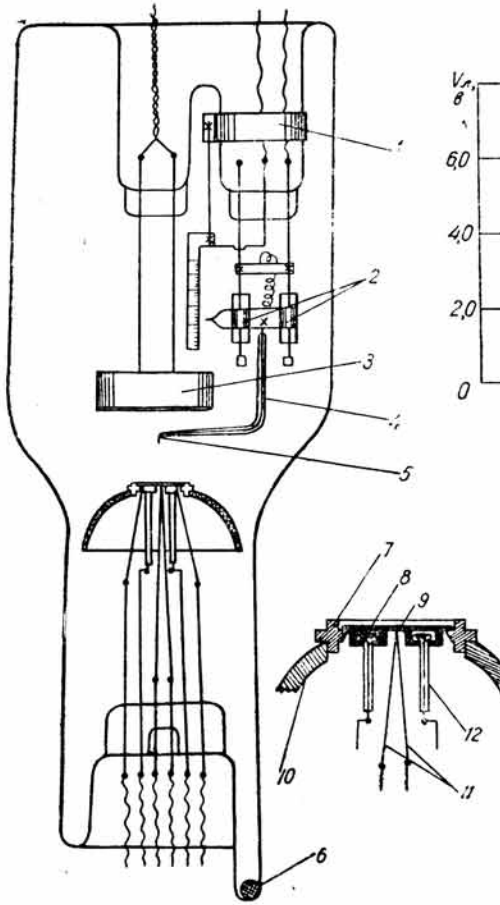


Рис. 2.

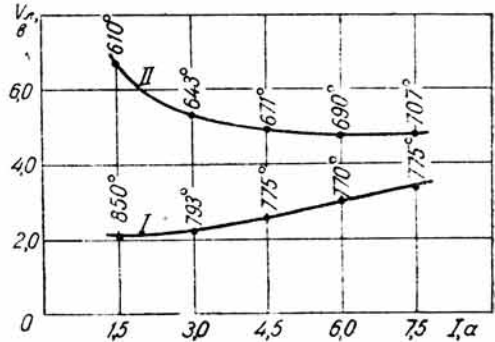


Рис. 3.

знову старанно обезгажувалась, а потім в неї вводили двічі перегану краплю цезію б.

Після виготовлення і відпайки від вакуумної схеми лампу вміщували у великий термостат, де вона мала змогу рівномірно нагріватись до різних температур T_0 , які зумовлювали різні значення пружності p парів цезію, відповідно до формули

$$\log_{10} p \text{ (мм)} = 11,053 - 1,35 \log_{10} T_0 - \frac{4041}{T_0}. \quad (5)$$

Всі наведені нижче дані відносяться до того типового випадку, коли $T_0 \approx 250^\circ \text{C}$ (тобто $p \approx 0,5 \text{ мм}$), хоч нами були проведені виміри в широкому інтервалі інших значень величини T_0 , а також при застосуванні катодів з вольфраму, танталу, нікелю та оксидного катода.

3. Основні властивості нашого дугового розряду зумовлюються в певній мірі його вольтамперною характеристикою; подібні характеристики визначені нами для двох режимів: розжарювального і безрозжарювального, з одночасним контролем фактичної температури катода у кожній точці (рис. 3).

Крива I накального режиму знята в умовах, коли потужність, що підводиться до катода підігрівником, дорівнює $W_n = 12 \text{ вт} = \text{const}$. Цій потужності при виключеному розряді відповідає температура катода $T = 930^\circ \text{C}$. Після включення розряду катод (це, навіть, помітно на око) значно

притухає, до температур, що наведені на рис. 3. Пояснюється це переважанням втрат енергії на електронну емісію над її надходженням за рахунок дії іонного бомбардування (див. [3]). Для одержання кривої II безрозжарювального режиму катод необхідно було спочатку розжарити підігрівником, потім включити розряд (не менше певної мінімальної потужності), і тільки після цього виключити підігрівник. Таким чином, в останньому випадку підігрівання катода здійснюється лише за рахунок потужності, яка підводиться розрядом (іонним бомбардуванням).

Розглядаючи характеристики рис. 3, легко помітити їх особливості: при збільшенні сили розрядного струму I температура катода в режимі I проходить через мінімум, а в режимі II безперервно зростає. Ми звертаємо увагу на те, що: а) одному і тому ж значенню загального струму I в режимі II відповідає більш низька температура T , ніж в режимі I; б) тут має місце мале падіння потенціалу на лампі V_L , що характерне для низьковольтного дугового розряду в парах цезію [3]. Якщо характеристики рис. 3 продовжити праворуч, то, як показав дослід, спочатку настає їх поступове підняття, а потім, в деякий момент, виникає „зрив“ розряду, тобто останній стає нестійким; величина I починає падати, а V_L — рости. Причиною цього є, очевидно, порушення адсорбційної рівноваги (2) внаслідок посиленого випаровування і розпилення активної плівки цезію. В нашій роботі ми обмежуємось вказаною на рис. 3 повністю стійкою областю значень $I=1,5-7,5$ а, тобто $j \approx 2,0-10,0$ а/см². Ця область ще далека від області виникнення зриву розряду.

Серед катодів, з якими ми працювали, був також і оксидний катод, деякі властивості якого в парах цезію при низькому тиску вже були досліджені в минулому. Ці дослідження (Н. Гойса і П. Баранський) показали, що з підвищенням тиску парів цезію в області низьких значень електронна емісія оксидного катода трохи зростає, проте як її величина, так і значення емісійних сталей A і ϕ помітно не відрізняються від випадку звичайного, добре активованого оксидного катода. При вживанні попередньо активованого у вакуумі оксидного катода в наших дугових лампах спостерігались такі особливості (виміри Б. І. Дятловицької): з одного боку, емісійна здатність виявлялась дещо більшою, ніж у металевого, але, з другого, спад потенціалу на лампі ставав також трохи більшим. В режимі I після деякого мінімуму цей потенціал помітно зростав разом з ростом сили розрядного струму. Останню особливість ми пов'язуємо з впливом поперечного опору шару оксидного катода і викликаного ним додаткового падіння потенціалу на цьому шарі, тобто і на всій лампі.

За допомогою нашій лампи досліджені зондові характеристики в різних точках міжелектродного простору, які знаходились на відстані x від катода. Сила розрядного струму дорівнювала величинам, вказаним на рис. 3. При цих вимірах необхідно було слідкувати, щоб із зонда, також покритого адсорбованою плівкою цезію, при його перегріві в розрядному проміжку не виникала термоелектронна емісія; до того ж ми використовували зонд в області тисків $p \approx 0,5$ мм. Дослідження показали, що зондові характеристики мають в даному випадку нормальний характер, який дозволяє визначити такі параметри розряду: температуру електронного газу T_e , концентрацію зарядів $n_e = n_p$ і, головне, потенціал даного місця простору відносно катода $V = f(x)$. Результати вимірів в режимі I (при невеликому недорозжаренні) і II приведено на рис. 4 і 5, для випадку $I = 3$ а.

Аналіз рис. 4 свідчить, що величини T_e і n_e дуже мало змінюються вздовж розрядного проміжку, маючи значення: $T_e \approx 2500 - 2700^\circ \text{K}$, $n_e \approx (6 - 7) 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [7]. Такі великі значення n_e та невеликі значення T_e пояснюються як інтенсивною іонізацією атомів цезію, так і їх дуже високим ефективним поперечником взаємодії з електронами. Дуже важли-

вим для нас було те, що розподіл потенціалу в міжелектродному просторі виявився лінійним (рис. 5), тобто електричне поле в плазмі E_n виявилось постійним. Це дало можливість проекстраполювати одержану пряму $V=f(x)$ до її перетину з віссю ординат зліва і справа і тим самим визначити катодне (V_k) і анодне (V_a) падіння потенціалу. Результати ви-

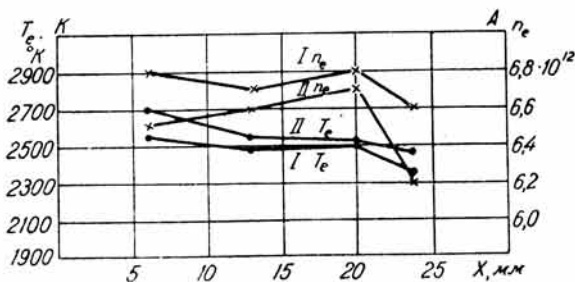


Рис. 4.

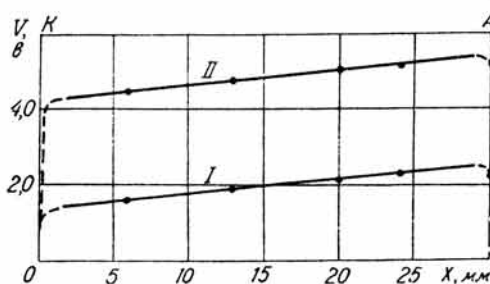


Рис. 5.

значень величини V_k для режимів I та II, відповідно до характеристик рис. 3, показані на рис. 6.

З рис. 6 ми бачимо, що катодне падіння потенціалу V_k в режимі I не тільки менше, ніж у режимі II, але і всюди менше потенціалу іонізації атомів цезію ($V_i=3,88$ в). В деяких випадках воно навіть менше потенціалу збудження цих атомів ($V_{z6}=1,38$ в). На рис. 7 зображені величини E_n та V_a , які становлять інтерес для загальної характеристики дугового розряду в парах цезію. Для режимів I та II ці величини майже однакові.

Дальшим параметром, що підлягає визначенню, є величина W_n з рівняння (3). Вважаючи, що W_n залежить, в основному, лише від температури катода T , ми можемо, в достатній мірі точно, визначити цю величину шляхом визначення потужності, яку необхідно витратити на розжарювання підігрівника, щоб довести катод при виключеному розряді до температури, яку, відповідно до рис. 3, він буде мати в присутності розряду. При цьому в лампі підтримується, зрозуміло, такий самий тиск парів цезію, як і у випадку розряду. Таким шляхом можна оцінити значення W_n для всіх точок кривих рис. 3.

4. Перейдемо до визначення величини α , яка характеризує частку іонного струму на катоді. Для цього використаємо рівняння (3). В це рівняння входить, для узагальнення, енергія нейтралізації іона $V_n=(V_i-\phi)$, можливість використання якої безпосередньо на нагрів катода ще не ясна. Тому зробимо припущення, що ця енергія використовується в основному на емісію вторинних електронів (бо $V_i > 2\phi$), співудари другого

роду з електронами плазми, висвічування і т. ін. Завдяки цьому величина V_n з рівняння (3) практично випадає (все це в майбутньому необхідно перевірити). Припустимо також, що $\beta=1$ [15], а $V_p=V_k$ (див. нижче). Таким чином, для величини α можна записати два значення, відповідно до режимів I та II:

$$\alpha_I = \frac{I(\varphi + v_0) + (W_{II} - W_n)}{I(V_k + \varphi + v_0)}, \quad \alpha_{II} = \frac{I(\varphi + v_0) + W_{II}}{I(V_k + \varphi + v_0)}. \quad (6)$$

Величини W_n та I визначаються безпосередньо з вимірів, а V_k та W_{II} за вказаним вище методом. Невідомою залишається величина роботи виходу φ . Для попередньої її оцінки розглянемо випадок $I=1,5$ а розжарю-

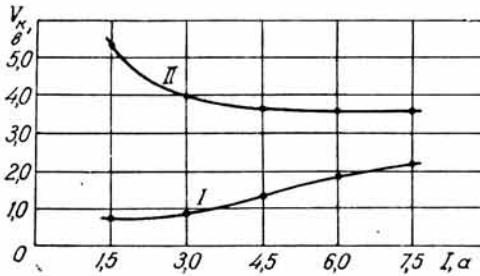


Рис. 6.

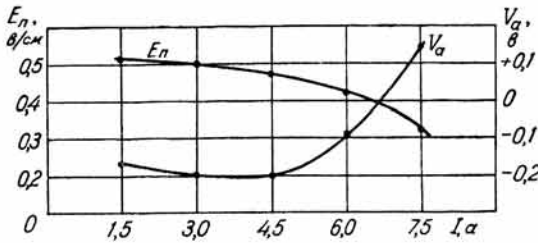


Рис. 7.

вального ($W_n=12$ *вт*) режиму I (рис. 3), де значенню $T = 850^\circ$ С відповідає $W_n = 9,4$ *вт*. Припустимо, що тут має місце чисто вільний режим, де $\alpha \approx \sqrt{\frac{m}{M}} = \frac{1}{490} \ll 1$. Тоді з рівняння (3) випливає, що $I(\varphi + v_0) = (W_n - W_{II})$, себто $\varphi = 1,5$ *ев*. Останнє значення φ наближається до оптимального — 1,1 — 1,4 *ев* [1, 11]. Хоч зміна температури катода та хід вольтамперної кривої для режиму I (рис. 3) здаються типовими для вільного режиму роботи дуги [6], проте використання рівняння (3) приводить до різких змін величини φ зі зміною I , що неможливе. Отже, цей факт свідчить проти строгості зробленого припущення.

Прийнявши як перше наближення, що $\varphi = 1,5$ *ев* = const, підрахуємо тепер на підставі (6) величини α_I та α_{II} для всього інтервалу величин I . Результати підрахунку наведено на рис. 8, де для порівняння показані пунктирні криві для α'_I та α'_{II} , підраховані за (3) та (6) в іншому крайньому припущенні, що вся енергія нейтралізації $V_n = (V_i - \varphi)$ також йде безпосередньо на нагрів катода. Пари кривих для α' і α відрізняються не дуже сильно, щоб це помітно відбилось на всьому наступному. З рис. 8 видно, що катодна частина дуги в більшості випадків характеризується наявністю великої складової іонного струму. Цікаво відмітити, що для кривої I (при переході від вільного режиму до вимушеного) величина α безперервно

зростає, а для кривої II (при повністю вимушеному режимі) спостерігається навіть її невеликий спад. Проте абсолютна величина сили струму іонної складової I_p , за рахунок якої катод підтримується в розжареному стані, в режимі II із зростанням I безперервно росте, досягаючи, наприклад, при $I=7,5 \text{ a}$ ($\alpha \approx 48\%$) значення $I_p=3,6 \text{ a}$. Останнє відповідає дуже великій густині $-j_p \approx 4,2 \text{ a/cm}^2$.

Якщо одержані величини α використати для того, щоб від характеристики загальної сили струму на катоді I (рис. 3) перейти до її елек-

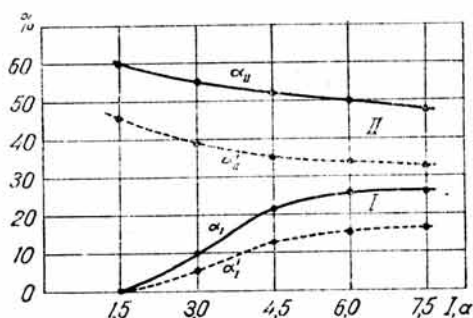


Рис. 8.

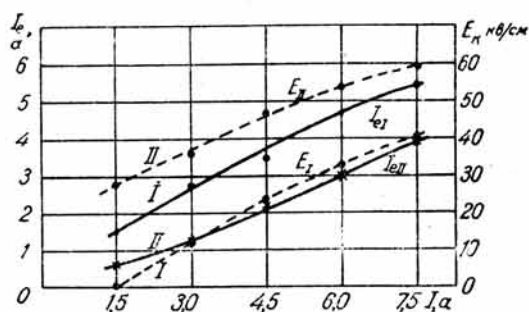


Рис. 9.

тронної складової $I_e=(1-\alpha) I$ (рис. 9), то виявляється, що: а) в режимі I при збільшенні I величина I_e безперервно зростає, хоч температура катода проходить при цьому через мінімум; це означає, очевидно, безперервну зміну роботи виходу, наприклад, внаслідок зміни стану адсорбованої плівки цезію та виникнення біля поверхні катода електричного поля іонного об'ємного заряду; б) одному і тому ж значенню величини I_e в режимі II, де вона також безперервно зростає, відповідає більш низька (\sim на 100°) температура катода, ніж в режимі I.

Спираючись на прийняте нами значення $\varphi=1,5 \text{ eV}$ для $I=1,5 \text{ a}$ та $T=850^\circ$ (режим I), підрахуємо, яким значенням φ повинні відповідати всі інші, показані на рис. 9, величини I_e . При цьому необхідно попередньо ввести поправку на зменшення величини φ внаслідок ефекту Шоттки, викликаного дією біля поверхні катода електричного поля E_k іонного просторового заряду. Величина E_k , як відомо з теорії катодних явищ в дуговому розряді [16], дорівнює

$$E_k^2 = \frac{16\pi I}{S_k} \sqrt{\frac{V_k}{2e}} [z \sqrt{M} - (1 - \alpha) \sqrt{m}]. \quad (7)$$

Використовуючи величини I , V_k та α з рис. 6 та 8, можна встановити величину E_k , значення якої для режимів I та II показані штриховими кривими на рис. 9. Хоч ми маємо справу з плівковим катодом, проте в нашому випадку ($E_k > 10^4$ в/см, $\theta \leq \theta_{\text{опт}}$) припустимо, що ефект Шоттки має все ж нормальний характер [17]; тоді одержуємо $\Delta\varphi = \sqrt{eE}$, себто $\Delta\varphi \leq 0,1$ еВ. Подібний розрахунок значень φ показує, що з ростом I в режимі I величина φ зменшується з 1,5 до 1,3 еВ, а в режимі II $\varphi \approx 1,25$ еВ = const, тобто значення φ лежать поблизу оптимуму. Легко показати, що при використанні нових значень φ , підрахованих з (6), величини α дуже мало відрізняються від показаних на рис. 8.

На підставі тієї ж теорії [16] можна з величин I , V_k та α оцінити також ширину області катодного спаду потенціалу d_k згідно з рівнянням, яке приблизно записується у вигляді

$$I_p = \alpha I = \frac{s_k}{9\pi} \sqrt{2 \frac{e}{M} \frac{V_k^{3/2}}{d_k^2}}. \quad (8)$$

Одержані з (8) значення величини d_k виявляються майже на два порядки меншими, ніж довжини вільного пробігу іона λ_p в парах цезію при умовах розряду при $p \approx 0,5$ мм, де $\lambda_p \approx 10^{-2}$ см; отже, іон пробігає цю область вільно, без співударів. Наприклад (режим II), при $I_p = 3,6$ а та $V_k = 3,5$ в величина $d_k \approx 10^{-4}$ см. Цим, між іншим, справджується зроблене при записі умов (2) та (3) припущення, що при ударі об поверхню катода іон має кінетичну енергію, яка дорівнює катодному спаду потенціалу V_k , оскільки в плазмі розряду його початкова енергія дуже мала.

Ми вже відзначали, що в загальному випадку треба мати на увазі можливість наявності на катоді і вторинної електронної складової струму. Дійсно, хоч кінетична енергія іона $V_p = V_k$ при ударі об поверхню катода дуже мала, проте внаслідок того, що має місце відома умова $V_i > 2\varphi$, одержання вторинної емісії другого роду цілком можливе. Коефіцієнт її, мабуть, буде дорівнювати $\gamma \leq 10\%$ [18]. Завдяки цьому вторинна електронна складова струму на катоді $I_s = \gamma I_p = \gamma \alpha I$ може в деяких випадках досягати помітної величини: у згаданому вище прикладі імовірна величина $j_s \leq 0,4$ а/см².

5. Одержавши необхідні дані, ми маємо змогу звернутись тепер до аналізу балансу густини атомів цезію на поверхні катода, який визначає його електронну емісію та записується у вигляді умови (2). У відповідності з цією умовою рівновага на плівці встановлюється при такому значенні ступеня покриття θ , коли швидкість конденсації буде зрівнозначена сумою швидкостей термічного випаровування та катодного розпилення. Для одержання катодом достатньо доброї емісійної здатності необхідно, щоб ця рівновага встановлювалась на рівні оптимального значення $\theta = \theta_m \approx 0,7$, тобто поверхневої густини адсорбованих атомів цезію $n_m = \theta_m n_1 = 2,4 \times 10^{14}$ см⁻² (аналогічно системі цезій—вольфрам [1]); при цьому робота виходу електрона буде мати своє оптимальне-мінімальне значення φ_m . Зважаючи на наявність газового розряду, все ж необхідно, щоб в даних умовах, при заданому тиску парів цезію і, отже, швидкості його конденсації, швидкість розпилення плівки цезію іонним бомбардуванням була значно меншою, ніж швидкість неминучого за всіх умов термічного випаровування, тобто щоб

$$\frac{\alpha I}{eS_k} \theta_m \mu \ll \frac{n_m}{\tau_m}. \quad (9)$$

Тут $n_m = 2,4 \cdot 10^{14}$ см⁻² [1], а τ_m для оптимальної емісії, наприклад при $T_0 = 250^\circ\text{C}$, дорівнює $4 \cdot 10^{-3}$ сек. [11] (для цезію—вольфраму за тих же пра-

близно умов одержуємо $\tau \approx 10^{-7}$ сек. [1]). Отже, для швидкості термічного випаровування ми одержуємо $\frac{n_m}{\tau_m} = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Перейдемо до більш складного питання про розпилення активної моноатомної плівки цезію іонним бомбардуванням. Експериментальних досліджень цього випадку зовсім не було. Тому для оцінки швидкості розпилення нам треба скористуватись міркуваннями, взятими з досліджень інших [14], більш або менш близьких до нашої (цезій—молібден), систем. З цієї точки зору поріг розпилення V_0 залежить, в першу чергу, від теплоти випаровування Q , перевищуючи її величиною приблизно в півтора—два рази. Щодо величини Q_m для атомів цезію оптимальної густини, адсорбованих на поверхні молібдену, то безпосередні виміри [11] приєли нас до значення $Q_m = 1,46 \text{ ев}$, в той час як для системи цезій—вольфрам $Q_m = 1,93 \text{ ев}$ [1]. Отже, можна думати, що в нашому випадку $V_0 \approx 3 \text{ ев}$. Звідси при розгляді рис. 6 бачимо, що в усій області значень сили струму I для режиму I розпилення плівки цезію не повинно бути зовсім і враховувати його треба лише у випадку режиму II. Проте навіть в умовах, які безпосередньо передують зриву розряду, коли його вольтамперна характеристика починає круто підніматись, досягаючи $V_k \geq 10 \text{ в}$, слід сподіватися [14], що коефіцієнт розпилення може бути $\mu \leq 0,01$. Отже, для того щоб швидкості розпилення та випаровування зрівнялись, необхідні дуже великі густини іонної складової розрядного струму ($j_p \geq 100 \text{ а/см}^2$), одержання яких ще утруднене. Тому можна вважати, що усунення плівки цезію з поверхні катода відбувається у нас в основному через чисто термічне випаровування, і навіть зрив розряду відбувається головним чином внаслідок значного перегріву катода, тобто виділення іонною складовою струму на катоді надто великої потужності.

Використовуючи рівняння (3), можна встановити умову теплового зриву розряду, тобто емісії катода, зв'язану з його надмірним перегрівом. Позначимо через W_{nm} граничну потужність, яка догодить температуру катода (при заданому тиску парів цезію) до такого значення, при якому у рівноважних умовах поверхня катода буде вже помітно оголеню (рис. 1) і, отже, його емісія різко спадатиме. У цьому випадку умовою теплового зриву розряду буде співвідношення

$$W_n + \alpha I (\beta V_k + V_n) - (1 - \alpha) I (\varphi + v_0) > W_{nm}, \quad (10)$$

звідки, спрощуючи (див. вище), одержуємо

$$V_k > \frac{1}{\alpha} \left[\frac{(W_{nm} - W_n)}{I} + (1 - \alpha) \varphi \right] = V_{km}. \quad (11)$$

Якщо $\alpha = 0,4$, $W_{nm} = 16 \text{ вт}$, $W_n = 12 \text{ вт}$, $I = 16 \text{ а}$, $\varphi = 2 \text{ ев}$, то для розжарювального режиму $V_{km} \approx 3,7 \text{ в}$, а для безрозжарювального ($W_n = 0$) $V_{km} \approx 5,5 \text{ в}$.

Одержані величини за порядком задовільно відповідають дійсності, що підтверджує тепловий характер зриву емісії катода, тобто самого розряду.

6. Розглянемо питання про розподіл енергії, що виділяється всередині цезійової дуги, хоча це не є основним в нашій роботі. В минулому на це вже звертали увагу в застосуванні головним чином до дугового розряду в інертних газах [19]. Але в процесі наших досліджень цезійової дуги було одержано ряд даних, які можуть становити інтерес, особливо в зв'язку з дослідженнями випромінювання плазми цезійового розряду (в основному резонансні лінії цезію — 852,1 та 894,4 мкм) [20] і, частково, саморозігрівом газорозрядної лампи.

Потужність, що виділяється всередині лампи (W_d), може бути розді-

лена на три частини: ту, що виділяється на катоді — W_k , на аноді — W_a та всередині газорозрядної плазми — $W_{пл}$ (за винятком іонізації), тобто $W_n = (W_k + W_{пл} + W_a)$. Якщо при цьому мати на увазі припущення, якими зробили вище відносно енергії нейтралізації іонів V_n , то

$$W_k = W_n + \alpha V_k - (1 - \alpha) I (\varphi + v_0), \quad (12)$$

$$W_{пл} = (1 - \alpha) I (V_k + v_0) + I E_{пл} d_{ка} - \alpha I V_n + \alpha I (V_i - \varphi), \quad (13)$$

$$W_a = I (V_a + \varphi_a), \quad (14)$$

де [21] $E_{пл} d_{ка} = [V_n - (\varphi_a - \varphi) - (V_k + V_a)]$.

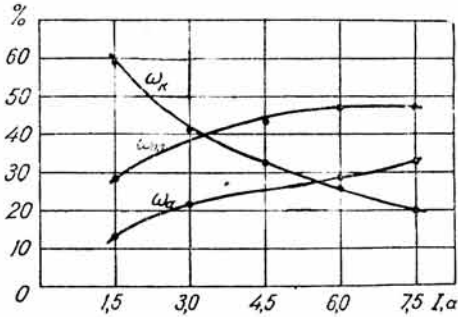


Рис. 10.

Величини, що входять в останні рівняння, відомі. Тому можна визначити W_k , $W_{пл}$ та W_a або їх частки у процентах $\omega_k = \frac{W_k}{W_n}$ і т. ін. Останнє для прикладу показано на рис. 10 для режиму I з рис. 3. Тут з ростом величини I падає ω_k і зростають $\omega_{пл}$ та ω_a . Зокрема, величина $\omega_{пл}$, яка визначає випромінюючу здатність розряду, в області $I = 6 - 7,5$ а досягає значної величини — приблизно 47%. Дальшого поділу величини $\omega_{пл}$ на її складові та встановлення, в першу чергу, частки, яка безпосередньо витрачається на випромінювання, ми не робили, хоч тут неможливо не звернути уваги на дуже сильне та яскраве випромінювання плазми цього розряду. Дальшого зростання величини $\omega_{пл}$ можна досягти [22] введенням в лампу домішки інертного газу. Останній, внаслідок збільшення числа співударів в об'ємі, підвищує виділювану енергію, а також полегшує виникнення розряду. Виділення значної потужності на аноді ω_a , яка при великих I досягає приблизно 33%, з погляду економічності розряду безцільне. Проте частина ω_a , як і частини ω_k та $\omega_{пл}$, може йти на нагрів балона лампи, що необхідне для створення в ній потрібного тиску парів p . Для кращого використання цієї обставини можна застосувати, як це робилось в подібних випадках [22], подвійну — типу Дьюара — оболонку балона лампи.

7. На закінчення відзначимо, що в недалекому майбутньому, безсумнівно, будуть проведені дослідження цих же катодних процесів у застосуванні до інших вискоелективних катодів газового розряду, при якому можливе використання розглянутих в даній роботі методів. Наприклад, останнім часом з'явилися вказівки [9] на дуже високу густину емісії, що знімається з пористо-плівкового Л-катода в умовах газотронного розряду. В цих випадках необхідно, якщо рівняння балансу енергії (3) залишається незмінним, в рівнянні балансу густини активних поверхневих атомів (2) зробити невелику зміну. Вона полягає в тому, що в лівій частині згаданого рівняння потік атомів парів з об'єму лампи треба замінити їх дифузійним потоком зсередини катода. Проте зараз, до проведення детальних експериментальних досліджень, займатися цим передчасно.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Taylor and I. Langmuir, Phys. Rev., 44, 423 (1933). И. Ленгмюр, Успехи химии, 10, 570 (1941). Л. Добрецов, Электронная и ионная эмиссия, ГИТТЛ, 116 (1952).
2. М. Гуртовой и Г. Коваленко, Физ. зап. АН УССР, 9, 242 (1941).
3. F. Newmann, Phil. Mag., 50, 463 (1925).
4. Н. Моргулис и П. Марчук, ЖТФ, 19, 135 (1949).
5. A. Güntherschulze, Zs. Phys., 31, 509 (1925). К. Комптон, Phys. Rev., 37, 1077 (1931). A. Gehrts und H. Vatter, Zs. Phys., 79, 421 (1932).
- Є. Клейнер, Ann. d. Phys., 18, 529 (1933). Физ. зап. АН УССР, 9, 237 (1941).
6. M. Druyvesteyn und N. Warmoltz, Physica, 4, 41 (1937).
- A. Pengelly and D. Wright, Brit. Journ. Appl. Phys., 5, 391 (1954).
7. R. Steinberg, Journ. Appl. Phys., 21, 1028 (1950).
8. A. Hull, E. Burger and R. Turrentine, Phys. Rev., 73, 1228 (1948). Gen. El. Rev., 54, № 8, 16 (1951). A. Güntherschulze, E. T. Z., 72, 575 (1951). M. Coquerel, Le vide, 8, № 46—47, 1384 (1953).
9. Н. Катц, Journ. Appl. Phys., 24, 603 (1953). Le vide, 9, № 54, 279 (1954).
10. Н. Моргулис, Усп. физ. наук, 28, 202 (1946).
11. П. Марчук, Труды ИФ АН УССР, в. 7 (1956).
12. F. Devienne, Journ. d. Phys., 13, 53 (1952); 14, 257 (1953). Н. Моргулис, В. Гаврилюк и А. Кулик, ДАН СССР, 101, 479 (1955).
13. J. Becker and C. Hartmann, Journ. Phys. Chem., 57, 153 (1953).
14. Н. Моргулис и В. Тищенко, ЖЭТФ, 30, № 1 (1956). Доклад на совещании по катодной электронике, Киев, 28.XI 1955 г.
15. S. Van Voorhis and K. Compton, Phys. Rev., 37, 1596 (1931).
16. S. Maskeown, Phys. Rev., 34, 611 (1929). M. Druyvesteyn and F. Penning, Rev. Mod. Phys., 12, 140 (1940).
17. К. Херинг и М. Никольс, Термоэлектронная эмиссия, ИЛ, 47 (1950).
18. В. Грановский, Электрический ток в газе, I, ГИТТЛ, 219 (1952).
19. Б. Клярфельд, сб. «Электронные и ионные приборы», ГЭИ, 204 (1940).
20. F. Mohler, Journ. Res. of Bur. Stand., 9, 25, 493 (1932). Journ. Opt. Soc. Am., 29, 152 (1939).
21. G. Medicus and G. Wehner, Journ. Appl. Phys., 22, 1389 (1951).
22. Б. Клярфельд, сб. «Электронные и ионные приборы», ГЭИ, 223 (1940).
- N. Veese, Journ. Opt. Soc. Am., 36, 555 (1946).

Институт фізики АН УРСР

Надійшла до редакції
12.VII 1955 р.

ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАБОТЕ КАТОДА ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПАРАХ ЦЕЗИЯ

Н. Д. Моргулис, П. М. Марчук

Резюме

Экспериментально исследованы физические процессы, происходящие при работе металлического катода дугового разряда в парах цезия при повышенном давлении, обладающего следующими особенностями [2—4]: 1) высокой, достигающей десятков a/cm^2 , плотностью тока на катоде и 2) малым, достигающим $\sim 2v$, падением потенциала на дуге. Первая, наиболее интересная особенность объясняется в принципе ([2, 4] и рис. 1) сдвигом в сторону высоких температур катода области устойчивого существования на его поверхности активной пленки цезия, с оптимальным для электронной эмиссии покрытием. С этой точки зрения, при выполнении настоящего исследования в первую очередь имелось в виду: 1) разделение общего разрядного тока на катоде на его составляющие и выяснение особенностей наиболее для нас интересной — электронной и 2) выяснение роли различных факторов, которые могут оказать существенное влияние на динамическое равновесие адсорбированной пленки цезия на катоде, определяющей его эмиссионную способность.

Для решения поставленной задачи были использованы уравнения баланса плотности активных атомов цезия, адсорбированных на поверхности катода (2) и баланса энергии на катоде (3); конструкция экспериментальной лампы приведена на рис. 2. Полученные с ее помощью вольтамперные характеристики разряда при $p \approx 0,5$ мм для накального (I) и безнакального (II) режимов работы катода представлены на рис. 3. Путем использования имевшегося в лампе передвижного зонда оказалось возможным определить пространственное распределение параметров плазмы (T_e , n_e , $V_{пл}$) для всех состояний из рис. 3, значение катодного (V_k) падения потенциала (рис. 6) и т. п. При последующем использовании уравнения (3), делая некоторые допущения, можно определить долю ионного тока на катоде α (рис. 8) для всех исследованных нами состояний. Последняя величина дает возможность определить электронную составляющую тока на катоде I_e (рис. 9) и ее особенности, работу выхода электрона φ , созданное ионным пространственным зарядом электрическое поле у катода E_k и др. В частности, оказывается, что работа катода происходит здесь примерно в условиях его оптимального покрытия пленкой цезия, где $\varphi \approx 1,3-1,5$ эв.

Анализ входящих в правую часть уравнения (2) членов, которые характеризуют удаление активной пленки с поверхности катода путем ее термического испарения и распыления ионной бомбардировкой, указывает на то, что в условиях нормальной работы катода, а также при его перегрузке, преобладающее значение имеет первый фактор. На этом основании устанавливается критерий устойчивой работы катода дуги (10) как условие, при котором тепловая нагрузка катода не превосходит некоторого критического значения; выводы из этого критерия удовлетворительно соответствуют данным опыта.

Наконец, на основании полученных в работе данных, рассматривается вопрос о распределении энергии в разных областях разряда (12), (13), (14). Результаты конкретных расчетов для режима I приведены на рис. 10, откуда, в частности, можно сделать дополнительные к [20] выводы о светотехнических свойствах цезиевой дуги.